УДК 621.373.8

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В РАЗРЯДНЫХ КОНТУРАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕТАЛЛА

Г.С. Евтушенко, О.В. Жданеев, С.В. Щаденко

Томский политехнический университет
E-mail: schadenkoSV@mail2000.ru

Построена самосогласованная со схемой возбуждения модель разрядного контура лазера на парах металла. Исследуются четыре электрические схемы накачки. Выполнен анализ влияния параметров разрядного контура на характеристики импульса накачки в лазере на парах свинца.

1. Моделирование схем возбуждения

На сегодняшний день объем продаж коммерческих лазеров на парах металлов (ЛПМ) занимает незначительный сегмент общемирового рынка лазерных систем [1]. Под коммерческими, в данном случае, подразумеваются лазеры с мощностью излучения до 120 Вт и с КПД от 0,5 до 1 %. Такая ситуация сложилась в силу того, что основные производства ЛПМ ориентированы либо на научные исследования, либо на создание мощных стационарных промышленных установок. Поэтому разработка коммерческих ЛПМ, является актуальной задачей.

Поскольку ЛПМ еще не достаточно исследованы, а построение их действующих макетов связанно со значительными финансовыми и временными затратами, то наиболее целесообразным является исследование данных лазеров методами численного моделирования.

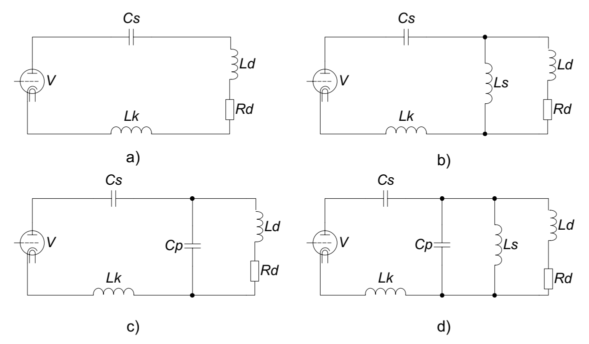


***Рис. 1.** Исследуемые схемы разрядного контура*

Цель данной работы заключается в моделировании характеристик разряда и параметров плазмы в течение импульса возбуждения в ЛПМ с использованием самосогласованной нестационарной кинетической модели. Следует отметить, что приведенная ниже модель разрядного контура справедлива для всех типов ЛПМ. Для того чтобы проводить моделирование необходимо задаться определенным рабочим веществом. В нашей работе таким веществом выбраны пары свинца. Такой выбор обусловлен тем, что данному типу ЛПМ уделяется незначительное внимание. По нашему мнению, исследование и оптимизация параметров лазера на парах свинца (ЛПС), на основе разработанной модели, позволить расширить области его применения. Математическая модель ЛПС реализована в среде Matlab 6.0.

Исследованы основные схемы разрядного контура ЛПС с:

1. прямым разрядом накопительного конденсатора (рис. 1, *a*);
2. шунтирующей индуктивностью (рис. 1, *b*);
3. обостряющим конденсатором (рис. 1, *c*);
4. шунтирующей индуктивностью и обостряющим конденсатором (рис. 1, *d*).

2. Математическая модель разрядного контура ЛПС

Математическую модель ЛПС, состоящую из системы жестких дифференциальных уравнений, приведенных ниже, можно разделить на два связанных блока, описывающих параметры электрической цепи возбуждения и параметры плазмы газоразрядной трубки (ГРТ). Уравнения первого блока, выражающие первый и второй законы Кирхгофа, будут отличаться для каждой из исследуемых схем. Уравнения второго блока для концентрации и температуры электронов будут одинаковыми для всех четырех схем.

Уравнения Кирхгофа для разрядных контуров.

1. Схема накачки с прямым разрядом накопительного конденсатора *Cs*.

$$\frac{dU_{Cs}}{dt} = -\frac{I}{Cs},$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{U_{Cs} - R_d(N_e, T_e)\cdot I - R_{th}(t)\cdot I}{L_{kd}},$$

где U_{Cs} – напряжение на накопительном конденсаторе Cs; I – ток разряда через ГРТ; $R_d(N_e, T_e)$ – активное сопротивление разряда ГРТ, зависящее от концентрации N_e и температуры T_e электронов; L_{kd} – индуктивность, представляющая собой сумму индуктивности разрядного контура L_k и индуктивности разряда L_d; $R_{th}(t)$ – динамическое сопротивление тиратрона, определяемое как:

$$R_{th}(t) = R_{thoff}\ \exp\left(-\frac{t}{t_{th}}\right) + R_{thon},$$

где R_{thoff} и R_{thon} – сопротивления тиратрона в закрытом и открытом состояниях, t_{th} – время коммутации тиратрона.

2. Схема накачки с шунтирующей индуктивностью.

$$\frac{dU_{Cs}}{dt}=-\frac{I}{Cs},$$

$$\frac{dI_{Cs}}{dt}=U_{Cs}\frac{L_d+L_s}{\gamma}-I_{Cs}R_{th}\frac{L_d+L_s}{\gamma}-I\,R_d(N_e,T_e)\frac{L_s}{\gamma},$$

$$\frac{dI}{dt}=U_{Cs}\cdot\frac{L_s}{\gamma}-I_{Cs}\cdot R_{th}\cdot\frac{L_s}{\gamma}-I\cdot R_d(N_e,T_e)\cdot\frac{L_s+L_k}{\gamma},$$

где $\gamma=(L_s+L_k)\cdot(L_d+L_s)-L_s^2$; I_{Cs} – ток, протекающий через накопительный конденсатор; I – ток, протекающий через ГРТ; L_s – шунтирующая индуктивность.

3. Схема накачки с обостряющим конденсатором.

$$\frac{dU_{Cs}}{dt}=-\frac{I+I_{Cp}}{Cs},$$

$$\frac{dU_{Cp}}{dt}=\frac{I_{Cp}}{Cp},$$

$$\frac{dI}{dt}=\frac{U_{Cp}-R_d(N_e,T_e)\cdot I}{L_d},$$

$$\frac{dI_{Cp}}{dt}=\frac{U_{Cs}-U_{Cp}-R_{th}(t)(I+I_{Cp})+\frac{L_k}{L_d}(R_d(N_e,T_e)I-U_{Cp})}{L_k},$$

где I_{Cp} – ток, протекающий через обостряющий конденсатор.

Уравнения, описывающие плазму ГРТ в момент импульса возбуждения.

1. В данной модели использовано упрощенное выражение для концентрации электронов N_e, которое имеет вид:

$$\frac{dN_e}{dt}=k_{i\mathrm{Pb}}\cdot N_e\cdot N_{\mathrm{Pb}},$$

где N_{Pb} – концентрация атомов свинца;

$$k_{i\mathrm{Pb}}=\langle\sigma_r\upsilon\rangle\approx\nu_{i\mathrm{Pb}}\cdot F\left(\frac{E^*_{\mathrm{Pb}}}{T_e}\right)$$

– скорость ионизации атомов свинца, которая принята равной скорости возбуждения резонансных состояний, что справедливо в режиме квазистационарной ионизации, когда каждый акт возбуждения сопровождается актом ионизации возбужденного состояния [2]; υ – скорость электронов; σ_r – сечение возбуждения резонансного уровня свинца; $\nu_{i\mathrm{Pb}}$ – множитель, характеризующий скорость ионизации свинца; E^*_{Pb}=4,37 эВ – энергия возбуждения резонансного уровня;

$$F(x)=\frac{1}{2}\frac{e^{-x}}{\sqrt{x}}$$

– подгоночная формула, которая описывает зависимость скорости возбуждения резонансного уровня свинца от T_e [3].

2. Выражение для температуры электронов, определяемое на основе уравнения теплового баланса, имеет вид [3]:

$$\frac{dT_e}{dt}=-\frac{T_e}{N_e}\frac{dN_e}{dt}+\frac{2}{3}(Q_j-Q_i-Q_{\Delta T}),$$

где $$Q_i=J_{i\mathrm{Pb}}\cdot k_{i\mathrm{Pb}}\cdot N_{\mathrm{Pb}}$$

– мощность, затрачиваемая на ионизацию атомов свинца; $J_{i\mathrm{Pb}}$ = 7,42 эВ – энергия ионизации атома свинца;

$$Q_{\Delta T}=2\left(\frac{m_e}{m_{\mathrm{Ne}}}k_{\mathrm{Ne}}N_{\mathrm{Ne}}+\frac{m_e}{m_{\mathrm{Pb}}}k_{ei}N_e\right)(T_e-T_g)$$

– мощность, затрачиваемая на нагрев тяжелых частиц в упругих соударениях; m_e – масса электрона; m_{Pb} – масса атома свинца; m_{Ne} – масса атома неона; T_g – температура газа (равна температуре стенки ГРТ);

$$k_{\mathrm{Ne}}=T_{\mathrm{e}}^{1/2}8{,}9\cdot10^{-9}\ \text{см}^3\text{с}^{-1}$$

– скорость упругих столкновений электронов с атомами неона;

$$k_{ei}=\frac{4\sqrt{\pi}}{3}\frac{e^4\Lambda}{T_e^2}\left(\frac{2T_e}{m_e}\right)^{1/2}$$

– скорость упругих столкновений электронов с ионами; e – заряд электрона [3];

$$\Lambda=\frac{1}{2}\ln\left(1+\frac{T_e^3}{2e^6N_e}\right)$$

– кулоновский логарифм;

$$Q_j=j^2\cdot\rho=\frac{I^2\cdot R_d(N_e,T_e)}{\pi\cdot r^2\cdot l}$$

– мощность, выделяющаяся при джоулевом нагреве; j – плотность тока; ρ – удельное сопротивление плазмы;

$$R_d(N_e,T_e)=\rho\frac{l}{S}=\frac{m_e\nu_{el}l}{e^2N_eS},$$

– сопротивление плазмы активной среды лазера [4], где l – длина активной зоны ГРТ, S – площадь поперечного сечения активного элемента. С учетом вклада кулоновских электрон-ионных и электрон-атомных столкновений сопротивление плазмы активной среды в предположении максвелловской функции распределения электронов по энергиям можно записать в следующем виде [5]:

$$R_d(N_e,T_e)=a_1\cdot\frac{\sqrt{T_e}}{N_e}+a_2\cdot\sqrt{T_e^{-3}},$$

где

$$a_1=\frac{l}{\pi\cdot r^2}\cdot\left(\frac{m_e}{e^2}\cdot\nu_{\mathrm{Ne}}\right);\ a_2=\frac{l}{\pi\cdot r^2}\cdot\left(\sqrt{m_e}\cdot\Lambda\cdot e^2\cdot\frac{4\cdot\sqrt{2\pi}}{3}\right),$$

где a_1, a_2 – множители, определяющие вклад в сопротивление плазмы от электрон-атомных и электрон-ионных столкновений; r – радиус ГРТ.

3. Результаты моделирования

Используя разработанную модель разрядного контура ЛПС, проведен ряд исследований. Прежде всего, это сравнение полученных характеристик с экспериментальными, что позволяет сделать вывод об адекватности, построенной модели. Второе исследование заключалось в оценке влияния пара-

метров разрядного контура на характеристику импульса накачки. Данное исследование интересно потому, что именно параметры импульса накачки определяют степень инверсии населенностей лазерных уровней в ЛПС, а, следовательно, и мощность выходного лазерного излучения.

3.1. Сравнительный анализ результатов моделирования с экспериментом

На рис. 2–4 представлены характеристики разряда и плазмы в течение импульса возбуждения в ЛПС, полученные в результате моделирования, которые сравнивались с экспериментальными зависимостями, заимствованными из работы [1]. Сравнение проведено для схемы с прямым разрядом накопительного конденсатора (рис. 1, *а*)

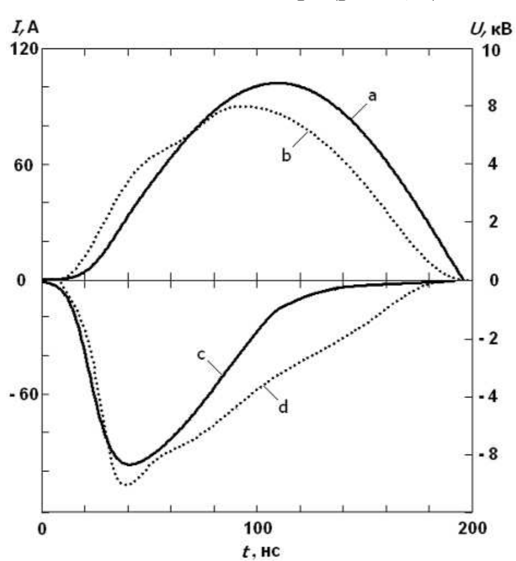


Рис. 2. *Временные зависимости напряжения и тока через ГРТ, для схемы 1; a), b) токи, c), d) напряжения, рассчитанные нами и заимствованные из работы [1] соответственно*

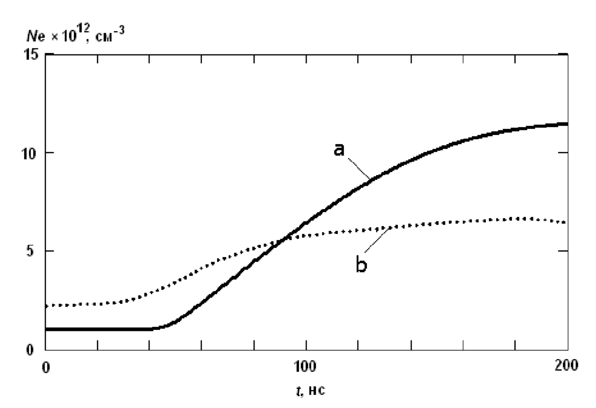


Рис. 3. *Концентрация электронов для схемы 1: a) расчет, b) эксперимент [1]*

Полученное расхождение результатов данной работы и приведенных в [1] объясняется использованием в расчетах последних данных по константам скоростей процессов, а также построением более адекватной кинетической модели.

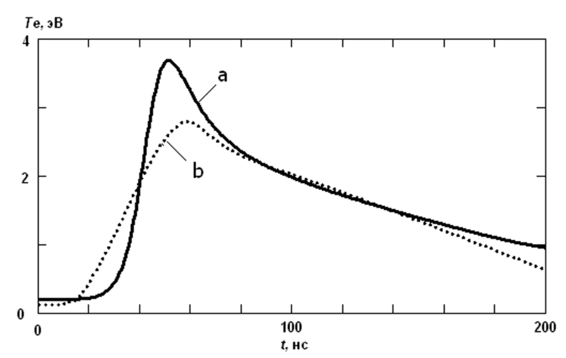


Рис. 4. *Изменение температуры электронов в процессе разряда для схемы 1: a) расчет, b) эксперимент [1]*

3.2. Влияние параметров схемы возбуждения на импульс накачки ЛПС

Как отмечалось выше, мощность выходного лазерного излучения определяется параметрами импульса накачки.

3.2.1. Влияние индуктивности. Показано, что при увеличении индуктивности контура возбуждения лазера на парах свинца амплитуда импульса тока через ГРТ уменьшается, одновременно с этим происходит увеличение его длительности. Таким образом, скорость нарастания импульса тока уменьшается. Соответственно уменьшается скорость нарастания напряженности электрического поля в разряде, а, следовательно, уменьшается и скорость нарастания температуры электронов.

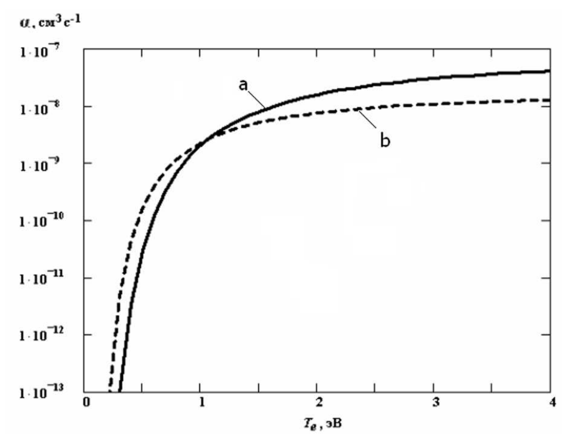


Рис. 5. *Зависимость константы скорости возбуждения от температуры электронов для: a) резонансного и b) метастабильного уровней атома свинца (линия излучения 722,9 нм)*

Сравнивая константы скоростей возбуждения резонансного (6p7s $^3P_1$) и метастабильного (6p^2 $^1D_2$) уровней, приведенных на рис. 3, видно, что при T_e<1,1 эВ эффективнее возбуждается метастабильный уровень (6p^2 $^1D_2$) атома свинца, а при превышении этого значения эффективнее идет процесс возбуждения резонансного уровня (6p7s $^3P_1$). Назовем величину температуры электронов равную 1,1 эВ – пороговой. Следует отметить, что для эффективного возбуждения резонансного уровня необходимо, чтобы время, за которое T_e достигает порогового

значения, было много меньше некоторого критического значения t_{cr}, определяемого из выражения:

$$\int_0^t N_0(t)N_e(t)\alpha_r(t)dt = \int_0^t N_0(t)N_e(t)\alpha_m(t)dt + \int_0^t A_{rm}N_r(t)dt,$$

где N_0 – концентрация атомов свинца в основном состоянии; α_r, α_m – скорости возбуждения резонансного (r) и метастабильного (m) уровней; A_{rm} – вероятность спонтанного перехода с r-уровня на m-уровень.

Данное соотношение приближенно описывает процессы населения верхнего и нижнего лазерных уровней. Если за время, меньшее t_{cr}, температура электронов достигнет порогового значения, то в активной среде возникнет инверсия населенностей с последующей генерацией лазерного излучения, в противном случае генерация будет невозможна.

Поскольку с увеличением индуктивности уменьшается скорость нарастания температуры электронов, то и время, за которое данная характеристика достигнет порогового значения, будет увеличиваться, что приведет к уменьшению степени инверсии населенностей уровней. В итоге средняя мощность лазерного излучения с увеличением индуктивности будет падать.

Как было отмечено выше, кроме увеличения длительности переднего фронта импульса тока, увеличение индуктивности приводит к увеличению его длительности. Увеличение времени импульса тока обеспечивает такой режим разряда, при котором возрастает мощность, вкладываемая в плазму после генерации лазерного излучения. Это приводит к увеличению предымпульсных концентраций как электронов, так и атомов свинца в метастабильном состоянии. Соответственно, для достижения прежних предымпульсных значений концентраций электронов и атомов в метастабильном состоянии, необходимо увеличить время релаксации. Таким образом, увеличение индуктивности приводит к увеличению длительности импульса возбуждения и, соответственно, времени релаксации, что означает уменьшение частоты следования импульсов. В свою очередь, ограничение частоты следования импульсов при неизменной энергии, вкладываемой в разряд за время импульса, приводит к ограничению средней энергии, вкладываемой в разряд, и соответственно к уменьшению мощности лазерного излучения.

Следовательно, увеличение индуктивности, в конечном счете, приводит к уменьшению мощности лазерного излучения. Поэтому необходимо стремиться обеспечить как можно более низкое значение индуктивности разрядного контура.

С другой стороны, величина индуктивности не должна быть меньше некоторого минимального значения. Одним из требований, предъявляемых к параметрам импульса возбуждения, является условие апериодической разрядки накопительного конденсатора во время формирования импульса возбуждения, которое выражается следующим неравенством [6]:

$$R_{dch} < \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L_{dch}}{C_s}},$$

где L_{dch} – эквивалентная индуктивность разрядного контура, которая для схемы 1 является корректирующей L_k; R_{dch} – эквивалентное активное сопротивление разрядного контура;

$$R_{dch} = R_{th}(t) + R_{par},$$

где $R_{th}(t)$ – сопротивления тиратрона, R_{par} – паразитное сопротивление проводов.

Вышеприведенное неравенство определяет условие, накладываемое на минимальное значение величины корректирующей индуктивности:

$$L_k > 4(R_{th}(t) + R_{par})^2 C_s.$$

3.2.2. Влияние емкости накопительного конденсатора. Показано, что при увеличении емкости накопительного конденсатора увеличивается длительность и амплитуда импульса тока. Крутизна переднего фронта импульса практически не изменяется.

Увеличение длительности импульса тока приводит к необходимости увеличения времени релаксации, а, следовательно, и ограничению частоты следования импульсов возбуждения, что приводит к уменьшению мощности лазерного излучения. Механизм ограничения частоты импульсов возбуждения и уменьшения лазерного излучения рассмотрен в предыдущем пункте. В настоящее время ведутся работы по оптимизации лазеров на парах металлов, в частности лазеров на парах меди и свинца, для достижения максимально возможной частоты повторения импульсов. Увеличение частоты следования импульсов, сопровождающееся уменьшением мощности лазерного излучения, при увеличении емкости накопительного конденсатора, определяет максимальное значение последнего.

С другой стороны величина емкости определяет энергию, которая запасается в накопительном конденсаторе и часть которой вкладывается в разряд. Уменьшение величины емкости приводит к уменьшению энергии, запасаемой в накопительном конденсаторе, а, следовательно, и энергии, вкладываемой в разряд. Данное условие определяет минимальную величину емкости накопительного конденсатора.

3.2.3. Влияние величины начального напряжения на накопительном конденсаторе. Показано, что увеличение начального напряжения на накопительном конденсаторе увеличивает амплитуду и крутизну переднего фронта импульса тока через ГРТ при неизменной длительности. С учетом предыдущих пунктов следует, что начальное напряжение на накопительном конденсаторе должно быть как можно большим. Ограничение на величину начального напряжения обусловлено свойствами коммутирующего элемента: максимально допустимой коммутируемой мощности и скорости нарастания импульса тока и напряжения. Превышение этих значений недопустимо, так как приводит к уменьшению срока службы и выходу из строя коммутирующего элемента. Поэтому необходимо выбирать коммутирующие устройства с высокими параметрами максимально допустимой коммутируе-

мой мощности, скорости нарастания тока и напряжения. Наилучшие параметры имеют мощные полупроводниковые коммутаторы, такие как тиристоры, IGBT и MOSFET транзисторы.

Сравнивая блоки возбуждения, построенные с использованием вакуумных и полупроводниковых коммутаторов, следует отметить, что последние обладают более высоким сроком службы, большим КПД, а также лучшими условиями синхронизации коммутирующих элементов при построении сложных систем [7].

3.2.4. Влияние начальной концентрации электронов. Показано, что при увеличении начальной концентрации электронов, сопротивление плазмы уменьшается, т.е. повышается проводимость канала. Это препятствует эффективному вводу энергии в разряд и, соответственно, снижает максимально достижимую в течение импульса накачки температуру электронов.

Механизм влияния предымпульсной концентрации электронов на процессы, протекающие в течение импульса возбуждения можно, описать следующим образом. Концентрация электронов определяет теплоемкость электронного газа, температуру которого необходимо повысить до определенного значения, определяемого преобладанием возбуждения резонансных уровней по сравнению с метастабильными (см. выше). При наличии реального источника питания, выходная мощность которого является ограниченной величиной, превышение определенной предымпульсной концентрации электронов приведет к невозможности реализации достаточного разогрева электронного газа и, как следствие, возможности существования инверсии в активной среде лазера. Таким образом, необходимое условие возникновения лазерного излучения заключается в том, что начальная концентрация электронов должна быть меньше некоторого критического значения [3].

3.2.5. Влияние шунтирующей индуктивности. Для схемы 2, ток через ГРТ практически не зависит от величины шунтирующей индуктивности.

Определим величину шунтирующей индуктивности. Исходя из приведенного в пп. 3.2.1 условия апериодического разряда накопительного конденсатора, а также с учетом того, что для схемы 2 $L_{dch} \approx L_k + L_s$ [6], получаем:

$$L_s \approx 4(R_{th}(t) + R_{par})^2 C_s - L_k,$$

где L_s – шунтирующая индуктивность.

3.2.6. Влияние емкости обостряющего конденсатора. Для схемы 3, при увеличении емкости обостряющего конденсатора скорость нарастания переднего фронта тока падает. Это объясняется тем, что с увеличением емкости увеличивается постоянная времени цепи разряда.

Уменьшение крутизны переднего фронта импульса, как показано выше (см. п. 3.2.1), является нежелательным, поскольку это приводит к уменьшению мощности выходного лазерного излучения.

3.3. Влияние типа схемы возбуждения

Сравнивая полученные характеристики разряда и плазмы четырех схем между собой можно прийти к выводу, что наиболее предпочтительными схемами накачки, являются схемы 3 и 4, т.к. в этом случае увеличиваются скорости нарастания и максимальные значения импульса тока по сравнению с схемами 1 и 2.

Заключение

1. Построена самосогласованная со схемой возбуждения модель лазера на парах металла. Модель включает в себя уравнения Кирхгофа, описывающие схемы накачки, и уравнения для определения температуры и концентрации электронов.
2. Исследованы четыре электрические схемы накачки. Выполнен анализ влияния параметров разрядных контуров на характеристики импульса накачки.
3. Разработанные математическая модель ЛПМ и программа расчета основных параметров работы лазера на парах свинца позволяют производить исследование ЛПМ, а также оптимизацию параметров устройства в целом и сократить финансовые и временные затраты при разработке новых технологических образцов ЛПМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tiejun X., Zhixin Y., Yjngjiang W., Wei S. Computer modeling for a lead vapor laser // Acta Optica Sinica. – 1985. – V. 5. – № 12. – P. 1104–1109.
2. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. – М.: Энергоатомиздат, 1996. – 360 с.
3. Яковленко С.И. Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 6. – С. 501–505.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992. – 350 с.
5. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. The influence of the initial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper vapor laser // Laser Physics. – 2001. – V. 11. – № 5. – P. 580–588.
6. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Электрические цепи: Учебник. – 10-е изд. – М.: Гардарики, 2000. – 638 с.
7. Le Guyadec E., Chatroux D., Garnier L. High power copper vapor laser driven by solid state power supplies // Proc. SPIE. – 2001. – V. 41. – P. 195–198.